

Известия Гомельского государственного университета
имени Ф. Скорины, № 6 (93), 2015

УДК 535.016

Термооптическая генерация звука в магнитоактивных сверхрешетках

Г.С. МИТЮРИЧ¹, Е.В. ЧЕРНЕНОК¹, А.Г. МАЩЕНКО², А.Н. СЕРДЮКОВ¹

Исследован механизм управления термооптическим возбуждением звука бесселевыми световыми пучками (БСП) в поглощающих магнитоактивных сверхрешетках. Показано, что с помощью оптической системы включающую наведенный в электрооптическом кристалле аксикон с регулируемым углом конусности, можно осуществлять выбор необходимых поляризационных мод БСП и воздействовать на амплитуду фотодефлекционного отклика, возникающего в магнитоактивном образце. Также изучено влияние магнитного циркулярного дихроизма на величину угла фотодефлекции для различных промежутков времени облучения сверхрешетки модами БСП.

Ключевые слова: фотодефлекционный отклик, магнитоактивная сверхрешетка, амплитуда фотодефлекционного сигнала, бесселевые световые пучки, магнитный циркулярный дихроизм.

The mechanism of management of the thermo-optical excitation of sound by Bessel light beams (BLB) in absorbing magnetically superlattices was investigated. It is shown that using an optical system including induced in the electro-optic crystal axicon with an adjustable cone angle, one can make a choice of the necessary polarization BLB mode and affect on the amplitude of the photodeflection response occurring in a magnetoactive sample. The influence of magnetic circular dichroism on the angle of photodeflection for different periods of time of radiation of the superlattice by BLB modes is studied.

Keywords: photodeflection response, magnetoactive superlattice, amplitude of the photodeflection signal, Bessel light beams, magnetic circular dichroism.

Разработке современных методов изучения свойств сверхрешеток посвящено большое число работ [1]. К одним из наиболее чувствительных и информативных относится метод лазерной фотодефлекционной спектроскопии [2], [3]. В основе фотодефлекционного метода лежит преобразование поглощенной в объеме исследуемого образца световой энергии возбуждающего излучения в тепловую, которое приводит к появлению градиента преломления как в образце, так и в окружающей среде. По величине угла отклонения пробного лазерного луча малой мощности, при прохождении его через область с неоднородным показателем преломления, можно судить об оптических, диссипативных, теплофизических, линейных и нелинейных характеристиках образца.

Для описания свойств магнитоактивной среды воспользуемся материальными уравнениями [4]

$$\mathbf{E} = \mathbf{G}^{-1} \mathbf{D}, \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad (1)$$

где $\mathbf{G}^{-1} = (\varepsilon^{-1} + i\mathbf{G}^{\times})$, \mathbf{G}^{\times} – антисимметричный комплексный тензор второго ранга, дуальный вектору магнитной гирации \mathbf{G} . Реальная часть \mathbf{G}' определяет удельное вращение плоскости поляризации, а мнимая часть \mathbf{G}'' – ответственна за магнитный циркулярный дихроизм, $\varepsilon_{1,2} = \varepsilon'_{1,2} + i\varepsilon''_{1,2}$ – комплексный эффективный тензор диэлектрической проницаемости, мнимая часть которого ε'' определяет поглощение.

Пусть амплитудно-модулированный световой пучок нормально падает на двухслойную магнитоактивную сверхрешетку, возбуждая в нем термоакустические колебания, зондируемые пробным световым лучом [5]–[7]. В данном случае рассматривается трансверсальная геометрия взаимодействия возбуждающего фотодефлекционный отклик и пробного световых пучков (рисунок 1). Двухслойная сверхрешетка, предполагается, содержит в качестве компонентов магнитоактивные кристаллы класса 23 германат висмута $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ и силикат висмута $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$. В рамках длинноволнового приближения [8], когда период структуры $D = d_1 + d_2 \ll \lambda_1, \lambda_2$, где d_1, d_2 – толщины компонентов сверхрешеток, λ_1, λ_2 – длины оптических и тепловых волн, исследуемый образец можно рассматривать как одноосный кристалл, оптическая ось которого перпендикулярна границе слоев, а совпадающие главные значения эффективных тензоров ε и \mathbf{G} можно представить в виде [9]

$$(\varepsilon_{ef})_{11} = (\varepsilon_{ef})_{22} = x_0 \varepsilon_1 + (1 - x_0) \varepsilon_2, \quad (2)$$

$$(G_{ef})_{11} = (G_{ef})_{22} = x_0 G_1 + (1 - x_0) G_2, \quad (3)$$

где $x_0 = d_1/D$, $D = d_1 + d_2$ – период сверхрешетки, d_1, d_2 – толщины компонентов сверхрешетки, $\varepsilon_{1,2} = \varepsilon'_{1,2} + i\varepsilon''_{1,2}$, $G_{1,2} = G'_{1,2} + iG''_{1,2}$ – комплексная диэлектрическая проницаемость и комплексный параметр магнитной гирации компонентов магнитоактивной сверхрешетки, соответственно. Причем действительная часть $G'_{1,2}$ определяет удельное вращение плоскости поляризации волны в компонентах структуры, а мнимая $G''_{1,2}$ – отвечает за магнитный циркулярный дихроизм в слоях d_1 и d_2 .

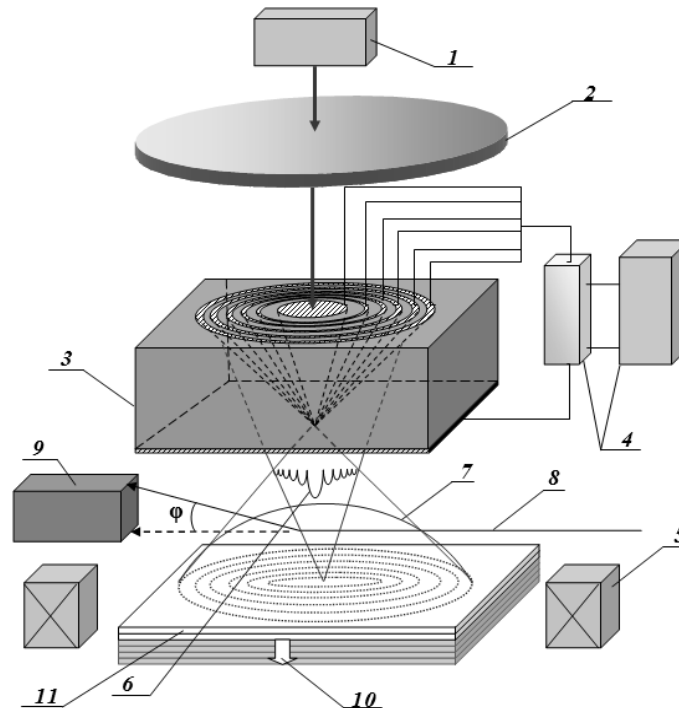


Рисунок 1 – Схема регистрации фотодефлекционного сигнала с помощью устройства управляемой термооптической генерации акустических волн: 1 – источник лазерного излучения; 2 – модулятор интенсивности излучения; 3 – оптический элемент; 4 – устройство управления оптическим элементом; 5 – катушка; 6 – бессель-гауссов световой пучок; 7 – «термическая» линза; 8 – зондирующий луч; 9 – позиционно-чувствительный фотодетектор; 10 – акустическая волна; 11 – сверхрешетка

В качестве возбуждающего световой пучок излучения будем использовать различные поляризационные моды БСП, обладающие рядом уникальных свойств [10] и широким практическим применением [11], [12].

Важной особенностью БСП является бездифракционность в определенной области пространства, возникновение радиального потока энергии, компенсирующего изменение поперечности светового пучка при экранировании его центральной зоны, а также способность высокой концентрации энергии вблизи оси светового пучка [13].

Для получения мод БСП воспользуемся устройством, содержащим оптический элемент формирования световых полей с заданным пространственным профилем распределения интенсивности. Как следует из рисунка 1, оптический элемент для формирования светового пучка с бесселевым распределением интенсивности выполнен в виде плоскопараллельной кристаллической пластины из электрооптического кристалла ниобата лития (LiNbO_3) с нанесенными на верхнюю грань концентрическими кольцами-электродами, а на нижнюю грань – прозрачным сплошным электродом. При подаче на электроды напряжения, вследствие возникновения линейного электрооптического эффекта Поккельса реализуется коническая линза-аксикон, преобразующая плоскую световую волну в пучок с бесселевым распределением интенсивности. Изменение угла конусности БСП достигается, как было предложено в [14], за счет создания зависимости показателя преломления электрооптического кристалла от радиальной координаты при выключении электрического поля. Область перестройки угла конусности можно изменять от нуля при $U = 0 \text{ V}$ до некоторого значения, определяемого пробой-

ным напряжением поля электродных промежутков либо кристалла. Например [15], для пучка света диаметром 5 мм данное оптическое устройство при управляющем напряжении $U = 10$ кВ эквивалентно аксикону с углом конусности $\alpha = 4.5^\circ$.

Пусть далее пучок с бесселевым распределением энергии модулировано поглощается двухслойной магнитоактивной сверхрешеткой. Будем считать, что векторы \mathbf{E} и \mathbf{B} пропорциональны

$$\exp[i(k_z z + m\phi - \omega t)],$$

где $k_z = k_0 \sqrt{\varepsilon_{ef}} \cos \alpha$, $k_0 = \omega/c$, m – номер моды БСП, α – угол конусности. Основываясь на материальных уравнениях (1), с учетом (2) и уравнениях Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{E} = ik_0 \mathbf{B},$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = -ik_0 \mathbf{D},$$

получим выражение для скорости диссипации энергии ТЕ-моды БСП

$$Q^{TE} = \frac{\omega k_0^4 I_0}{8\pi} |V| \varepsilon_{ef} \left| \text{Re} \sqrt{\varepsilon_{ef}} \text{Im} \sqrt{\varepsilon_{ef}} \right| \cdot \left(\frac{m^2}{\rho^2} J_m^2(q\rho) + J_m'^2(q\rho) \right) \exp(-2k_0' \sqrt{\varepsilon_{ef}} z),$$

где $V = \sqrt{\varepsilon_{ef}} / (k_0'^2 - [G_{ef}]^{-1} k_0^2)$, I_0 – интенсивность светового пучка, $q = k_0 \sqrt{\varepsilon_{ef}} \sin \alpha$, $k_0' = k_0 \cos \alpha = (\omega/c) \cos \alpha$, $J_m(q\rho)$ – функции Бесселя первого рода m -го порядка, $J_m'(q\rho)$ – производная по радиальной координате от функции Бесселя.

Воспользовавшись методом Грина для решения уравнения теплопроводности

$$\nabla^2 T - \frac{1}{\beta_s} \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{2k_s} Q^{TE} e^{-\frac{2r^2}{w_0^2}} (1 + \cos \Omega t),$$

получим выражение для амплитуды фотодефлекционного сигнала от магнитоактивной сверхрешетки

$$\Phi(\rho, z, t) = \frac{4\sqrt{\pi}}{n_{ef}} \frac{dn_{ef}}{dT} Q^{TE} \int_0^t \frac{(\sin^2 \Omega \tau - 1)x}{[w_0^2 + 8\beta_s(t-\tau)]^{3/2}} e^{-\frac{x^2+y^2}{w_0^2 + 8\beta_s(t-\tau)}} e^{-\alpha_{ef}^2 \beta_s(t-\tau)} d\tau, \quad (3)$$

где $\beta_s = k_s / (\rho_0 C)$ – коэффициент температуропроводности, ρ_0 – плотность, C – удельная теплоемкость, $n_{ef} = \sqrt{\varepsilon_{ef}}$ – эффективный показатель преломления сверхрешетки, Ω – частота модуляции БСП, w_0 – перетяжка пучка, $r^2 = x^2 + y^2$, $\alpha_{ef} = 2k_0' \sqrt{x\varepsilon_1'' + (1-x)\varepsilon_2''}$.

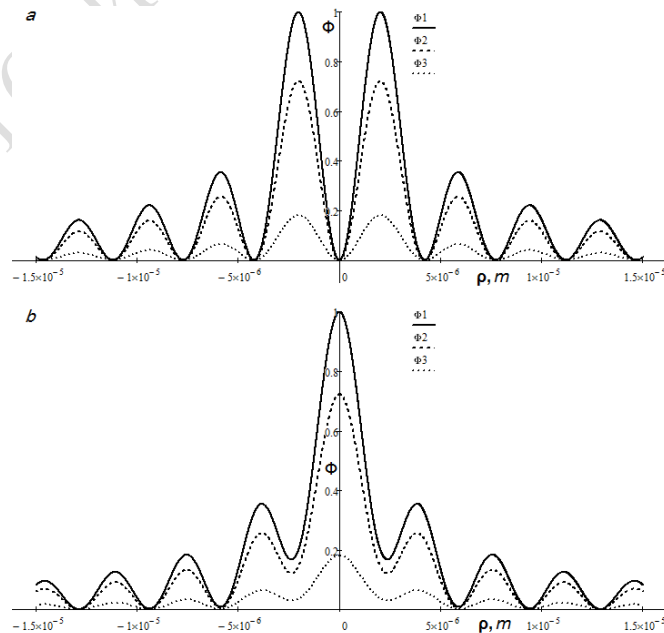


Рисунок 2 – Зависимость угла фотодефлекции от радиальной координаты ρ для ТЕ-мод БСП и разных значений времени $t_1=0.1$ с, $t_2=0.15$ с, $t_3=0.2$ с для магнитоактивной сверхрешетки (а – $m = 0$; б – $m = 1$)

Как следует из выражения (3), величина амплитудного значения фотодефлекционного отклика магнитоактивного образца сложным образом зависит от диссипативных, геометрических и теплофизических параметров сверхрешетки, а также энергетических, временных и поляризационных свойств квазибездифракционных световых пучков.

Воспользуемся численным интегрированием выражения амплитуды фотодефлекционного сигнала для проведения графического анализа.

Распределение фотодефлекционного сигнала в зависимости от радиальной координаты ρ показано на рисунке 2. Особенностью поведения функции $\Phi(\rho)$ нулевого и первого порядка является их антифазный характер. Причем, первый минимум для $\Phi(\rho)$ первого порядка (в отличие от $\Phi(\rho)$ нулевого порядка) не является нулевым. Это связано с тем, что в случае распространения тепловых потоков Q^{TE} происходит расширение приосевой зоны поглощаемой теплоты $Q^{TE}(\rho)$ для $m = 1$ [13].

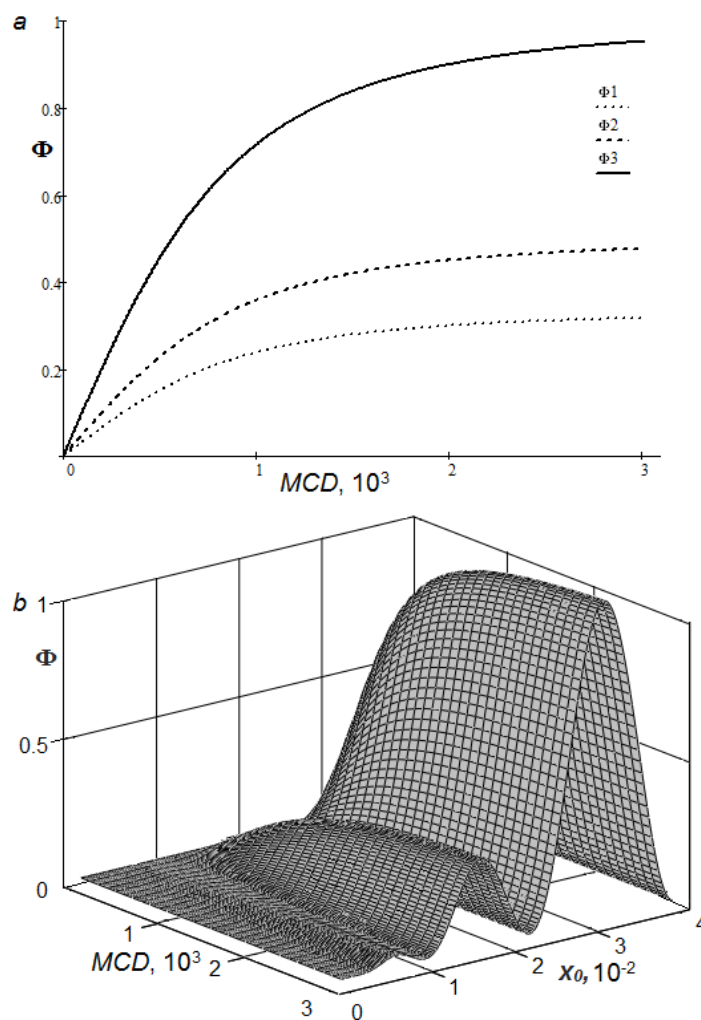


Рисунок 3 – Зависимость амплитуды фотодефлекционного отклика от магнитного циркулярного дихроизма для разных значений времени облучения: $t_1=0.1$ s, $t_2=0.15$ s, $t_3=0.2$ s; б – Зависимость амплитуды фотодефлекционного отклика от магнитного циркулярного дихроизма и параметра x_0

Воздействие внешнего магнитного поля на исследуемый образец приводит к изменению величины магнитного циркулярного дихроизма (MCD). Амплитуда фотодефлекционного отклика, как следует из рисунка 3, весьма существенно зависит от значения MCD в различные промежутки времени облучения сверхрешетки и при значениях напряженности внешнего магнитного поля более 10^3 Э стремится в область насыщения. Следует отметить, что параметр относительной толщины сверхрешетки $x_0 = d_1/D$ оказывает осциллирующее влияние на величину угла фотодефлекции, что сказывается с проявлением модулирующего воздействия функций Бесселя на распределение диссипации энергии БСП в зависимости от ρ и x_0 .

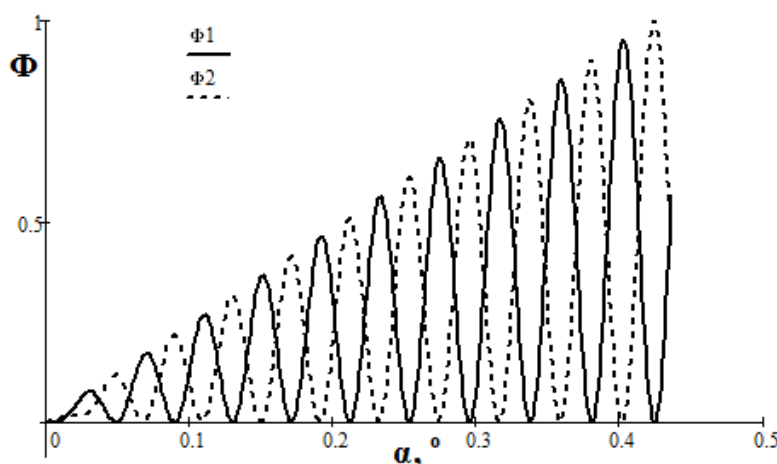


Рисунок 4 – Зависимость амплитуды фотодефлекционного отклика от угла конусности α для ТЕ-моды бesselового светового пучка нулевого (Φ_1) и первого (Φ_2) порядков с для магнитоактивной сверхрешетки

Как показано на рисунке 4, угол конусности аксикона α , ответственный за формирование пространственной структуры бesselового светового пучка, существенно влияет на амплитуду фотодефлекционного отклика. Зависимости амплитуды фотодефлекционного сигнала от конусности $\Phi(\alpha)$ для нулевой и первой ТЕ-мод квазибездифракционного излучения находятся в противофазе. Как следует из рисунка 4, изменение угла конусности аксикона дает возможность эффективного управления величиной фотодефлекционного отклика.

Таким образом, в работе исследована термооптическая генерация звука бesselовыми световыми пучками в поглощающих магнитоактивных сверхрешетках. Выявлены особенности механизма формирования поляризационных мод квазибездифракционных световых пучков, используя аксикон с управляемым углом конусности. На основе метода лазерной фотодефлекционной спектроскопии показана возможность неинвазивного исследования важных диссипативных характеристик магнитоактивного образца, например, таких как магнитный циркулярный дихроизм, воздействуя на вынужденно гиротропную сверхрешетку различными поляризационными модами бesselовых пучков с изменяемым углом конусности.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований, грант №Ф14-047.

Литература

1. Исследование оптических свойств сверхрешеток InAs/InGaAsN/GaAsN с компенсацией напряжений / В.В. Мамутин [и др.] // Письма ЖТФ. – 2007. – Т. 33, № 9. – С. 53–59.
2. Photothermal deflection spectroscopy and detection / W.B Jackson [et al.] // App. Opt. – 1981. – Vol. 20, № 8. – P. 1333–1344.
3. Gallais, L. Photothermal deflection in multilayer coatings: modeling and experiment / L. Gallais, M. Commandre // Appl. Opt. – 1995. – Vol. 34, № 33. – P. 7670–7673.
4. Федоров, Ф.И. Теория гиротропии / Ф.И. Федоров. – Минск : Наука и техника, 1976. – 456 с.
5. Жаров, В.П. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия / В.П. Жаров, В.С. Летохов – М. : Наука, 1984. – 320 с.
6. Mandelis, A. Frequency Modulated Impulse Response Photothermal Detection Through Optical Reflectance I: Theory / A. Mandelis, J.F. Power // Appl. Opt. – 1988. – Vol. 27, № 16. – 3397–3407.
7. Астахов, П.В. Фотодефлекционный отклик гиротропно-изотропного образца в условиях туннельной электромагнитной интерференции / П.В. Астахов, Г.С. Митюрич // Письма в ЖТФ. – 1998. – Т. 24, № 15. – С. 85–90.
8. Семченко, И.В. Гиротропные свойства сверхрешеток в длинноволновом приближении / И.В. Семченко // Кристаллография. – 1990. – Т. 35, № 5. – С. 1047–1050.

9. Гайшун, В.Е. Гиротропные свойства сверхрешеток с магнитной структурой в длинноволновом приближении / В.Е. Гайшун, И.В. Семченко, А.Н. Сердюков // Кристаллография. – 1993. – Т. 38, № 3. – С. 24–27.
10. Пятницкий, Л.Н. Волновые бесселевы пучки / Л.Н. Пятницкий. – М. : Физматлит, 2012. – 407 с.
11. Durnin, J. Exact solution for nondiffracting beams / J. Durnin // JOSA. – 1987. – Vol. 4, № 4. – P. 651–654.
12. Bessel-like beams with z-dependent cone angles / V.N. Belyi [et al] // Optics express. – 2010. – Vol. 18, № 3. – P. 1966–1973.
13. Belyi, V.N. Generation of TE- and TH-polarized Bessel beams using one-dimensional photonic crystal / V.N. Belyi, N.S. Kazak, S.N. Kurilkina, N.A. Khilo // Optics Communications. – 2009. – Vol. 282, № 10. – P. 1998–2008.
14. Лепарский, В.Е. Электроскопические конические линзы для формирования бесселевых световых пучков / В.Е. Лепарский, А.Г. Машенко // Известия ГГУ им. Ф. Скорины. – 2001. – № 6 (9). – С. 8–12.
15. Способ формирования перестраиваемого бесселева светового пучка: пат. 7243 Респ. Беларусь, МПК G 02B 27/30, 27/09, G 02F 1/03 / А.Г. Машенко, В.Е. Лепарский, А.А. Рыжович; заявитель Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси. – № а 20020364 ; заявл. 30.04.02; опубл. 30.09.05 // Афіцыйны бюл. / Нац. цэнтр інтэлектуал. уласнасці. – 2005. – № 3 (46). – Ч. 1 – С. 214.

¹Гомельский государственный
университет им. Ф. Скорины

²Институт физики НАН Беларуси

Поступила в редакцию 14.09.2015